

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ КОРОТКИХ ГАЗОВЫХ
ПРОМЕЖУТКОВ В НАНОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ ВРЕМЕНИ**

Ю. И. БЫЧКОВ, Г. С. КОРШУНОВ

(Представлена научным семинаром научно-исследовательского института
ядерной физики)

Исследованию временных характеристик электрического пробоя коротких газовых промежутков в наносекундном диапазоне времени посвящено мало работ, хотя исследование этих характеристик является важным для выяснения физики процесса и для практического применения в высоковольтной наносекундной импульсной технике. В связи с разработкой в последние годы в Томском политехническом институте большого количества высоковольтных наносекундных импульсных генераторов [1—3], нашедших широкое применение в исследованиях по ядерной физике, квантовой электронике, физике диэлектриков и т. д., и в связи с необходимостью постоянного улучшения параметров генераторов в направлении увеличения крутизны фронта импульса и стабильности срабатывания при запуске появилась необходимость исследования временных характеристик коротких газовых промежутков в наносекундной области времени.

В настоящей работе приведены результаты статистического исследования запаздывания и времени коммутации при статическом и импульсном пробое коротких газовых промежутков в наносекундном диапазоне времени. При этом область исследованных длин промежутков определялась реальными величинами зазоров, используемых в высоковольтных наносекундных импульсных генераторах, и составила 0,05—2,2 мм.

Исследование статистического времени запаздывания разряда

Как известно, время срабатывания искрового промежутка состоит из двух составляющих:

$$t_3 = \sigma_{\text{ст}} + \tau_{\text{ф}}, \quad (1)$$

где $\sigma_{\text{ст}}$ — статистическое время запаздывания, обусловленное появлением эффективного электрона, $\tau_{\text{ф}}$ — время формирования разряда. Так как $\sigma_{\text{ст}}$ связано с ожиданием эффективного электрона, то оно является величиной статистической и имеет разброс в больших пределах. Облучение катода ультрафиолетом (кварцевая лампа, искровой разряд) создает фототок с поверхности катода, за счет чего разброс $\sigma_{\text{ст}}$ может быть уменьшен. В работе [4] показано, что при облучении

искрового промежутка искрой рядом расположенного разрядника $\sigma_{ст} = 0,01$ нсек, а $\tau_{ф}$ — не имеет разбросов и зависит только от приложенного поля E . В работе [5] показано, что эффект облучения проявляется в полной мере в том случае, если облучение опережает приход импульса на 70 нсек.

Применение облучения не всегда желательно из конструктивных соображений.

Нами исследовалось статистическое время запаздывания разряда при полях $E = 300 \div 1400$ кВ/см, т. е. когда эффективные электроны обеспечиваются за счет автоэмиссии с поверхности катода.

Методика эксперимента изложена в [6]. Полоса пропускания тракта регистрации составляет не менее $3 \cdot 10^9$ гц. Использовался осциллограф С1-14. Автоматическое устройство для фотографии позволяло осциллографировать большое число пробоев, до 600 на каждый случай. Такое количество осциллограмм дает достоверную статистику распределения времени запаздывания.

На рис. 1, а показано распределение $\Delta \frac{n_t}{n_0}$ в функции от времени,

где n_t — число импульсов с данным временем запаздывания, n_0 — общее число импульсов.

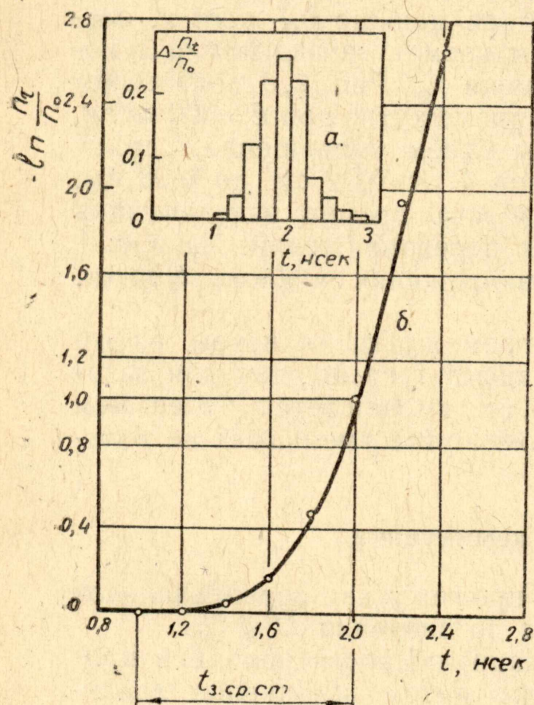


Рис. 1.

а — зависимость $\Delta \frac{n_t}{n_0}(t_3)$,

$E = 1400 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, $\delta = 0,01$ см; б — зависимость $\ln \frac{n_t}{n_0}(t_3)$, $E = 1400 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, $\delta = 0,01$ см.

Таким образом, $\Delta \frac{n_t}{n_0}$ — относительное число пробоев, имеющих данное время запаздывания. Например, 0,25 часть пробоев имеет время запаздывания в интервале 1,8—2 нсек.

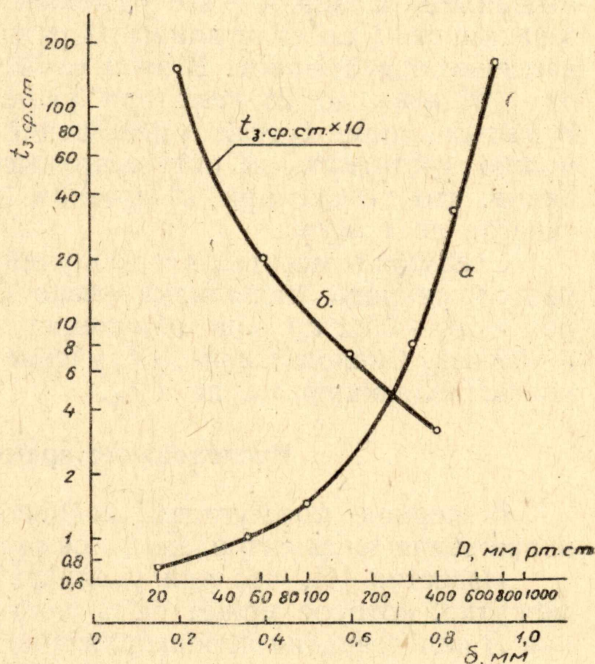


Рис. 2.

а — зависимость t_3 ср. ст. (p)

$E = 300 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, $\delta = 0,05$ см; б — зависимость t_3 ср. ст. (δ), $E = 300 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, $p = 1$ ат.

На рис. 1,б показано то же самое распределение в осях $\left| \ln \frac{n_\tau}{n_0} \right|$ и t_3 , где n_τ — число импульсов, имеющих время запаздывания данное и больше, n_0 — общее число импульсов. Показанное на рис. 1,б t_3 ср. ст. есть среднестатистическое время запаздывания, которое может характеризовать степень разброса времен запаздывания. Чем больший разброс имеется во временах запаздывания, тем положе будет зависимость $\left| \ln \frac{n_\tau}{n_0} \right|$ от t_3 и тем больше t_3 ср. ст. При уменьшении разброса t_3 ср. ст. уменьшается. На рис. 1,а,б показаны распределения времен запаздывания для промежутка, длиной $\delta = 0,01$ см и $E = 1400$ кВ/см, электроды из меди, тщательно полированные.

На рис. 2,а,б даются зависимости t_3 ср. ст. соответственно от давления и длины зазора при постоянной напряженности поля $E = 300$ кВ/см. Электроды из алюминия тщательно полированные. Из зависимости рис. 2,а видно, что t_3 ср. ст. резко уменьшается с уменьшением давления и при $p = 20$ мм рт. ст. составляет 0,7 нсек. Согласно (1) $\sigma_{ст} < 0,7$ нсек. $\sigma_{ст}$ в нашем случае определяется током автоэмиссии, который зависит только от напряженности поля E . С повышением давления при $E = \text{const}$ $\sigma_{ст}$ должно оставаться меньше 0,7 нсек и, следовательно, наблюдаемые нами разбросы времен запаздывания с повышением давления — это разбросы времени τ_ϕ . Рис. 2,б показывает зависимость t_3 ср. ст. от длины разрядного промежутка при $E = 300$ кВ/см, давление атмосферное. В этом случае мы имеем уменьшение t_3 ср. ст. от 1400 нсек до 28 нсек при увеличении δ от 0,02 см до 0,08 см. В малых промежутках уменьшение разброса времен запаздывания можно достигнуть за счет сверхвысоких перенапряжений. На рис. 1 видно, что только при 14-кратном перенапряжении удалось t_3 ср. ст. снизить до 1 нсек.

Следует отметить, что облучение промежутка от искры рядом расположенного разрядника резко сокращает t_3 ср. ст., так для зазоров 0,01 ÷ 0,02 см при облучении t_3 ср. ст. уменьшается более чем в 100 раз. Следовательно, облучение промежутка уменьшает не только составляющую $\sigma_{ст}$, но и τ_ϕ .

Исследование времени коммутации

В период коммутации искрового промежутка первоначальное напряжение на электродах U_0 снижается до значения $U \ll U_0$.

Известно [1], что при увеличении напряженности поля E в промежутке, которое может быть достигнуто путем повышения давления P или создания перенапряжения β , время коммутации уменьшается. Экспериментальных же материалов по исследованию коммутации в наносекундной области времен при статическом и перенапряженном пробое коротких промежутков очень мало. В связи с этим нами было проведено исследование времени коммутации при статическом пробое промежутков длиной $\delta = 0,05 \div 2,2$ мм в различных газах при давлениях $P = 1 \div 7$ атм и перенапряженных промежутков длиной 0,1 и 2 мм в воздухе при атмосферном давлении. При этом эксперименты проводились как с подсветкой промежутков лампой ПРК-5, так и без нее.

Методика эксперимента изложена в работе [7]. Диаметры электродов d выбирались из условия исключения влияния межэлектродной емкости на время коммутации, описанного в [8], и изготавливались

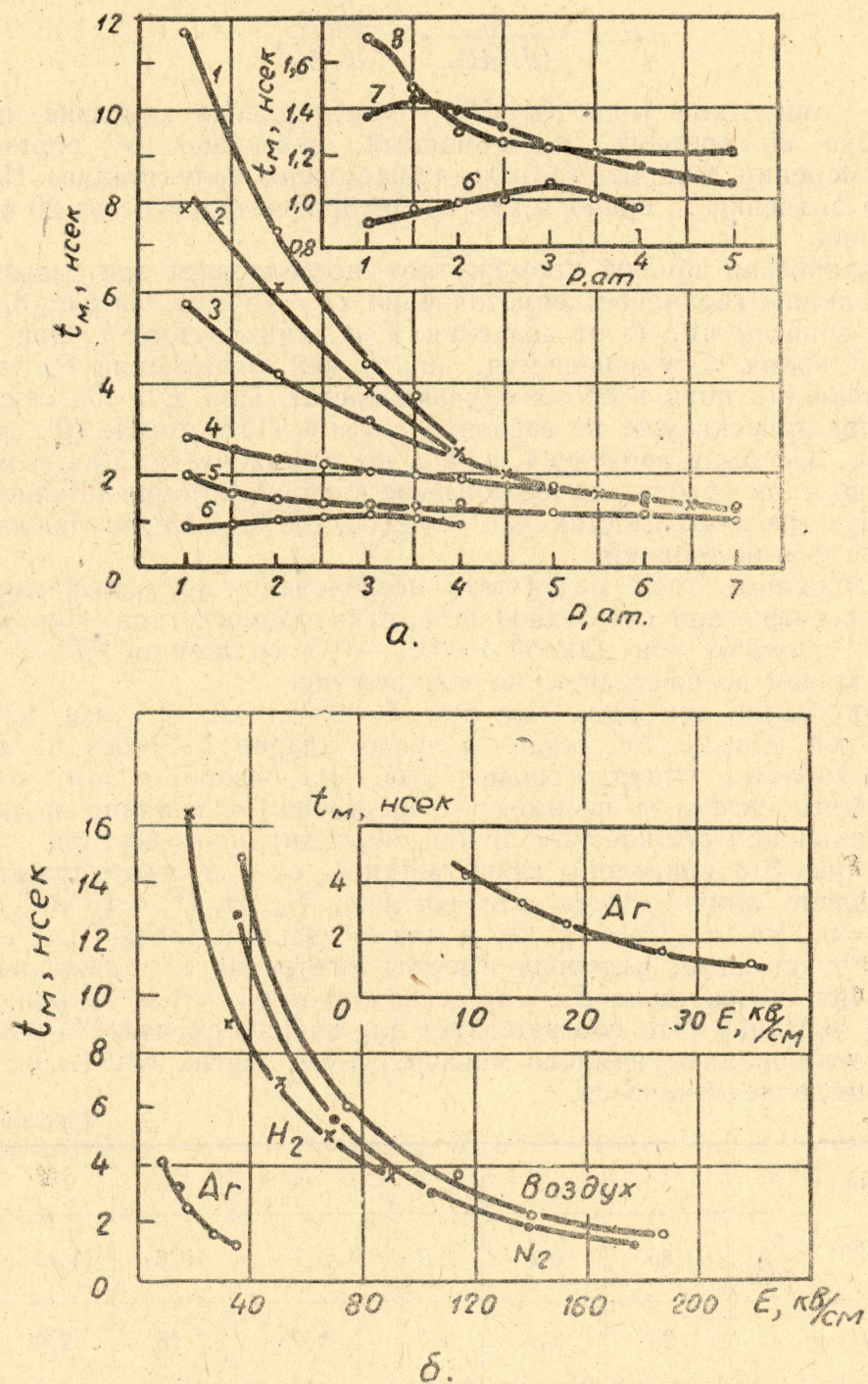


Рис. 3. а — зависимость $t_m(p)$: 1 — $\delta = 2,2$ мм, 2 — $\delta = 0,98$ мм, 3 — $\delta = 0,7$ мм, 4 — $\delta = 0,4$ мм, 5 — $\delta = 0,2$ мм, 6 — $\delta = 0,05$ мм, 7 — $\delta = 0,085$ мм, 8 — $\delta = 0,13$ мм; б — зависимость $t_m(E)$ для разных газов: для воздуха, N₂, H₂, $U_0 = 15$ кВ; для Ar при $E = 9,3 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$, $U_0 = 7,2$ кВ, для остальных точек $U_0 = 11,5$ кВ.

для $\delta = 0,05 \div 0,2$ мм, $d = 1,2$ мм; для $\delta = 0,4 - 1$ см, $d = 6$ мм;
для $\delta = 2,2$ мм, $d = 20$ мм.

Характеристикой времени коммутации является время t_m [1]

$$t_m = \frac{i_0}{(di/dt)_m} = \frac{9,5 \cdot p}{a \cdot E^2}, \quad (2)$$

где i_0 — амплитуда тока, $(di/dt)_m$ — максимальная крутизна нарастания тока во времени, a — константа, зависящая от сорта газа. При измерении величин t_m были обнаружены флуктуации. Поэтому каждое значение t_m бралось как среднеарифметическое из 20 и более измерений.

Статический пробой промежутков исследовался при разряде линии на линию (волновое сопротивление $z_B = 75$ ом). На рис. 3, а приведены зависимости t_m от давления P и длины зазора δ . При уменьшении δ время t_m уменьшается, как и при увеличении P , так как напряженность поля в обоих случаях растет. При $E > 150$ кВ/см время t_m практически уже не зависит от P и δ . По формуле (2) для данных рис. 3, а была проведена оценка коэффициента a . При этом было получено удовлетворительное согласие с теорией Ромпе—Вайцеля [9]. Максимум на зависимостях для $\delta = 0,05, 0,085, 0,13$ мм также согласуется с этой теорией.

Изложенные выше результаты исследования времени коммутации были получены при отсутствии подсветки промежутков. При подсвечивании промежутков длиной $\delta = 0,1 - 0,5$ мм лампой ПРК-5 заметных различий во времени t_m не обнаружено.

Необходимо отметить, что при $\delta = 0,05; 0,2; 0,5$ мм материал электродов (Cu, Al, W, сталь) и число ударов (~ 1000) не влияли на t_m и характер осциллограмм $U_R(t)$. Это говорит о том, что приэлектродные эффекты не имеют существенного влияния на процесс коммутации при статическом пробое коротких промежутков.

На рис. 3, б приведены зависимости t_m от E для различных газов при разряде линии. Здесь для воздуха, N_2 , H_2 $U_0 = 15$ кВ, для Ag при $E = 9,3$ кВ/см, $U_0 = 7,2$ кВ, а для остальных точек $U_0 = 11,5$ кВ. Для воздуха, азота, водорода имеется тенденция к сближению времен t_m при возрастании E . Интересно отметить, что в Ag при атмосферном давлении (что соответствует для нашего случая $E = 9,3$ кВ/см, $\delta = 7,8$ мм) время t_m намного меньше, чем в других газах. Этот факт ранее нигде не отмечался.

Таблица 1

$\delta = 0,1$ мм	β	1	2	3	4	5	6	7
$U_{ст} = 1$ кВ	t_m нсек	0,85	0,8	0,75	0,7	0,6	0,45	0,3
$\delta = 2$ мм	β	1,25	1,4	1,7	1,95	2,15	2,4	2,6
$U_{ст} = 8,15$ кВ	t_m нсек	3,2	2,4	1,8	1,35	1,1	0,81	0,7

Импульсный пробой промежутков осуществлялся путем подачи на исследуемый зазор импульсов с крутым фронтом различной амплитуды. Время фронта импульса бралось таким, чтобы пробой промежутка происходил на плоской части импульса. Исследовались два

зазора. При $\delta = 0,1$ мм промежуток подсвечивался лампой ПРК-5, при $\delta = 2$ мм подсветка отсутствовала. Данные по времени t_m и перенапряжению $\beta = \frac{U_{пр}}{U_{ст}}$, где $U_{пр}$ — напряжение, при котором происходит пробой, $U_{ст}$ — статическое пробивное напряжение промежутка, приведены в таблице 1.

Из табл. 1 видно, что одна и та же величина t_m для промежутка $\delta = 2$ мм получается при гораздо меньшем перенапряжении, чем для $\delta = 0,1$ мм. Интересно отметить, что для зазора $\delta = 2$ мм при $\beta = 1,25$ время t_m уже в несколько раз меньше времени t_m , которое получается при статическом пробое промежутка $\delta = 2,0$ мм, $p = 1$ ат.

Авторы благодарят Г. А. Месяца за постановку задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Воробьев, Г. А. Месяц. Техника формирования высоковольтных наносекундных импульсов. Госатомиздат, 1963.
2. Г. А. Воробьев, Г. А. Месяц, Г. С. Коршунов. ПТЭ, № 2, 98, 1963.
3. Г. А. Месяц, Г. А. Воробьев, Ю. И. Бычков. Радиотехника и электроника, № 4, 10, 1965.
4. R. C. Fletcher. Phys. Rev., 76, 1501, 1949.
5. Г. А. Месяц, Ю. П. Усов, Г. С. Коршунов. Радиотехника и электроника, № 5, 882, 1964.
6. Ю. И. Бычков, Г. А. Месяц. ЖТФ, в печати.
7. Г. А. Месяц, Г. С. Коршунов. ЖТФ, в печати.
8. В. В. Кремнёв, Г. А. Месяц. ПТЭ, № 1, 176, 1966.
9. R. Rompe, W. Weizel. Zeit. Physik, 122, 912, 1944.